

電子ビーム探針による半導体の電気的特性測定に関する研究

著者	棟方 忠輔
号	110
発行年	1970
URL	http://hdl.handle.net/10097/11059

氏 名 (本 籍)	棟 方 忠 輔 (青 森 県)
学 位 の 種 類	工 学 博 士
学 位 記 番 号	工 第 1 1 0 号
学位授与年月日	昭和 4 5 年 7 月 1 日
学位授与の要件	学位規則第 5 条第 2 項該当
最 終 学 歴	昭和 3 5 年 3 月 東北大学工学部電気工学科卒業
学 位 論 文 題 目	電子ビーム探針による半導体の電気的特性測定に関する研究

(主 査)

論文審査委員	教授 上 領 香三	教授 高 橋 正
	教授 西 沢 潤一	教授 柴 田 幸男

論 文 内 容 要 旨

1 緒 言

最近, 走査型電子顕微鏡 (Scanning Electron Microscope) が, 広く半導体素子などの検査や測定に用いられるようになってきている。いうまでもなく, 走査型電子顕微鏡とは μm 程度以下に収束した電子ビームを測定物体 (試料) に照射し, 照射部分から発生する各種の信号を用いて試料の特性を知ろうとするものである。この種の研究の直接の端緒は Cambridge 大学の Oatley と Everhart (1957) によって与えられた。かれらは, 試料から発生する 2 次電子を信号として白黒の濃淡像をえていたが, p-n 接合を 2 次電子を用いて観察すると, 接合バイアス条件で濃淡像のコントラストが変化することを発見した。試料から発生する 2 次電子は部分的に集団加速されてシンチレータを光らせ, この発光が光電子倍增管で電気信号に変換されるのであ

るが、シンチレータに到達する2次電子量は、試料のバイアス電圧に依存するためと説明されている。このような状態では、電子ビームは電圧に感じる探針として用いられていることになるが、本研究は正に電子ビームを一種の探針として半導体の電気的特性を測定する方法に関するものである。すなわち、現在世界中で走査型電子顕微鏡を中心として、電子ビームによる測定検査方法の研究や改良が行なわれているが、本研究はこの目的に若干の寄与をしようとするものである。

従来の走査型電子顕微鏡の技術

- (a) 2次電子：電圧コントラスト → p-n 接合；平面型 p-n 接合 無接点測定
電界コントラスト → GaAs 試料の高電界部分

(2次電子放出型電子顕微鏡)

- (b) 反射電子：電界；電圧コントラスト → IC 電極検査
(c) 放射効果（カソードルミネセンス）： GaAs の格子欠陥
(d) 過剰担体の注入：p-n 接合との組合わせで → 格子欠陥；少数担体の拡散長；逆バイアス時の電界領域（降服部分；マイクロプラズマ発生部分）の検知；接合部分の検出；空乏層の伸び

本研究で用いる原理

- (a) 吸収電子→電子ビーム電流の利用：抵抗降下電圧 → 抵抗測定
(b) 過剰担体の注入：接合を用いないで→単体型電子起電力効果 → 抵抗率分布；→ ρ -導電信
号 → 電界強度分布の測定（抵抗率分布；電位分布）

電子ビーム探針の特徴

- | | |
|-----------------|---------|
| (1) 微細性 | (2) 移動 |
| (3) 接触圧力 | (4) 通電性 |
| (5) 観察系（SEMの利用） | (6) 雰囲気 |
| (7) 特有の欠点 | |

光ビームとの競合の場合：強度が大きく、同時に微細な光ビームを、（電子ビームのように）高速で移動させて、試料中での散乱を小さくする………という要求を満足できない。電子ビームと違って電流を供給できない。

2 試料端子電圧の変化とその解析

本研究で用いる三つの信号、抵抗降下電圧（電子ビームが供給する電流値と試料の抵抗値の積）、単体型電子起電力効果による発生電圧（抵抗率の勾配がある場所に過剰担体を注入すると試料の両端間に誘起する電圧）および ρ -導電信（電流を供給した試料に過剰担体が注入され試料の抵抗

が低下するため、試料の端子電圧が変わる)は、直流バイアス電流を供給してある半導体試料に電子ビームを照射したときの、試料の端子電圧の変化として同時に観測される。

試料の構成と計算のための仮定

図 2.1 に半導体試料の構成を示す。直方体状で相対する面にオーム接触があり、左方の電極は接地され、右方の電極は試料をバイアスするための電源に接続されている。抵抗率は不均一であるとする。バイアス電流の流線は電気抵抗の小さい部分を流れようとして両電極間で収束、発散を繰り返す。

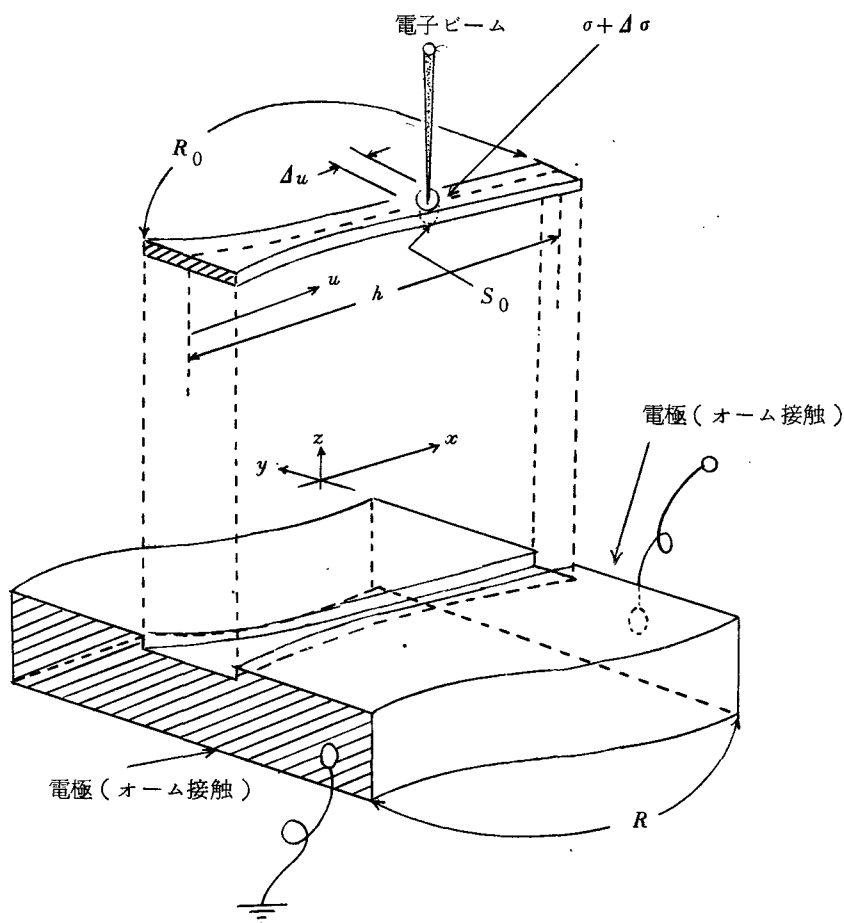


図 2.1 試料の構成と小片 (x, y, z は直角座標)

σ : 導電率 $\Delta\sigma$: 導電率増大分 R_0 : 小片の抵抗

R : 試料残部の抵抗 S_0 : ビーム照射点の小片の断面積

Δu : $\Delta\sigma$ 部の長さ u : 小片中央の電流流線に沿った長さ h : 小片長

電子ビームによる過剰担体存在範囲が、図のように柱状と仮定し、この部分と鎖交するバイアス電流流線が通る部分を切りだして考え、この部分を小片と呼ぶ。過剰担体の注入でバイアス電流流線の乱れは無視しうると仮定すれば、試料の特性は、小片と小片を除去した残部との並列接続で表わされるはずである。そこで、始めに、小片の端子電圧の変化を求める。

小片の端子電圧の変化

1次元近似を用いる。曲線状の小片に沿って測った長さを u で示し、小片中のバイアス電流密度を J とすると、

$$J = \sigma E - e \left(D_p \frac{dp}{du} - D_n \frac{dn}{du} \right) \quad (2.1)$$

σ : 導電率, E : 電界強度, $D_p(D_n)$: 正孔(電子)の拡散係数,
 $p(n)$: 正孔(電子)の密度, e : 電子電荷

過剰担体は拡散過程でも中性近似が成り立つ程度に同数揃っているものと仮定し、過剰正孔と過剰電子の密度を Δp で示し、これによる導電率増大分を $\Delta \sigma$ で示す。 $\Delta \sigma$ のために、小片中の電子ビーム照射部分の電界強度が低下するが、これを E' で示す。電子ビーム照射で電子ビーム電流 I_B が小片中を流れるから、 I_B による小片中の電流密度 J_B を式(2.2)に追加すると、

$$J + J_B = (\sigma + \Delta \sigma) E' - e \left\{ D_p \frac{d(p + \Delta p)}{du} - D_n \frac{d(n + \Delta p)}{du} \right\} \quad (2.2)$$

小片の端子電圧変化分を ΣV_0 で示すと、原理的に、

$$\Sigma V_0 = - \int_0^h (E' - E) du \quad (2.3)$$

h は電流流線に沿って測定した小片の長さである。上記3式から、下記の条件下で ΣV_0 を求める。

条件 $\rightarrow J \gg J_B$ (電子ビーム電流は小さいこと) ; $\sigma \gg \Delta \sigma$ (導電率変調は小さいこと) ;
 アインシュタイン関係 [$D_p(D_n) = \mu_p(\mu_n) kT/e$; $\mu \rightarrow$ 移動度, $k \rightarrow$ ボルツマン定数, $T \rightarrow$ 絶対温度] を用いる ; n型半導体とする ;

$$\mu_n / \mu_p = b \quad (2.6) \quad \Delta \sigma = e \mu_p (1 + b) \Delta p \quad (2.8)$$

$$\frac{dp}{du} = - \frac{p}{n} \frac{dn}{du} \quad (2.10) \quad n p = \text{const.} \quad (2.9)$$

$$\frac{1}{\sigma^2} \frac{d\sigma}{du} = - \frac{d\rho}{du} \quad \rho : \text{抵抗率} (= \frac{1}{\sigma}) \quad (2.13)$$

さらに、両電極では過剰担体は事実上零と仮定すると、

$$\Sigma V_0 = - \int_0^h J_B \rho du + \frac{kT}{e} \frac{2}{b+1} \int_0^h \Delta \sigma \frac{d\rho}{du} du + \int_0^h J \rho^2 \Delta \sigma du \quad (2.15)$$

上式で右辺第1項は I_B による抵抗降下, 第2項は抵抗率変化による発生電圧, 第3項は導電率変調による端子電圧の変化(β -導電信号)を表わす。光ビームの場合は, $I_B = 0$ に相当し, 第2項と第3項はbulk photo-voltaic effectとphotoconductivityを意味する。

試料端子電圧の変化

実際に測定される試料の端子電圧 ΣV は, 図2.3の等価回路を用いて計算される。すなわち,

$$\Sigma V = \frac{r}{r + R_t} \frac{R_t}{R_0} \Sigma V_0 \quad (2.16)$$

$r \rightarrow$ 検出抵抗; $R_0 \rightarrow$ 小片の抵抗; $R_t \rightarrow$ 試料の全抵抗;

抵抗降下電圧を ∂V , 単体型電子起電力効果による発生電圧を ΔV , β -導電による信号を δV とすると,

$$\partial V = - \frac{r}{r + R_t} \frac{R_1}{R_0} I_B R_t \quad (2.22)$$

$$\Delta V = + \frac{r}{r + R_t} \frac{R_t}{R_0} \frac{kT}{e} \frac{2}{b+1} \frac{d\rho}{du} \Delta \sigma_m \Delta u \quad (\text{n型}) \quad (2.23a)$$

$$\delta V = - \frac{r R_t}{r + R_t} E_s^2 \frac{S_0}{V_s} \Delta \sigma_m \Delta u \quad (2.24)$$

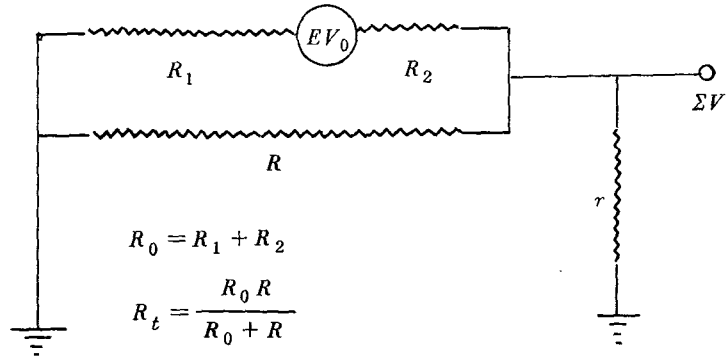
$E_s = \rho J$; V_s 試料の端子電圧

$\Delta \sigma \equiv \Delta \sigma_m \leftarrow \Delta u$ の範囲だけ

電子ビームを試料上で2次的に移動させると, 上式で $R_1, R_0, d\rho/du, E_s$ が変わる。したがって, $\partial V, \Delta V$ はこれまでのところ, 有用な情報を提供せず, δV のみが,

$$\delta V \propto E_s^2$$

という関係にあり, 電子ビーム照射点の電界強度を示す。



R_0 : 小片抵抗 r : 検出抵抗
 R : 試料残部抵抗 R_t : 試料全抵抗

図 2.3 試料の等価回路

ΣV_0 は小片単独の場合の端子電圧の変化，
 ΣV は実際に測定される試料の端子電圧変化である。

試料の特性値が 1 次元変化の場合

$$R_1 = \frac{1}{S_0} \int_0^{x_0} \rho(x) dx \quad x_0 : \text{ビーム照射位置} \quad (2.25)$$

$$R_0 = \frac{1}{S_0} \int_0^l \rho(x) dx \quad l : \text{試料長} \quad (2.26)$$

$$R_t = \frac{1}{S_s} \int_0^l \rho(x) dx \quad S_s : \text{試料の断面積} \quad (2.27)$$

試料左端（接地点）とビーム照射点間の抵抗を X_1 とすると，

$$X_1 = \frac{1}{S_s} \int_0^{x_0} \rho(x) dx \quad (2.29)$$

したがって，式(2.22)と式(2.23a)から，

$$\partial V = - \frac{r}{r + R_t} I_B X_1 \quad (2.36)$$

$$\Delta V = + \frac{r}{r + R_t} \frac{S_0}{S_s} \frac{kT}{e} \frac{2}{b+1} \frac{d\rho}{dx} \Delta \sigma_m \Delta x \quad (2.30)$$

となり、 ∂V は X_1 を、 ΔV は $\frac{d\rho}{dx}$ を与えることになる。

電子ビーム電流が無限小の点から流入（電子ビーム径無限小）すれば、式（2.36）は正しいが、電子ビーム径が試料の長さに対して比較しうる大きさの場合は当然式の形は変わる。 $\Delta \sigma$ が $\Delta u(\Delta x)$ の範囲に限定されている場合は、式（2.24）や式（2.30）はそのまま使えて、測定分解能は $2\Delta x$ （等価的な探針直径）で与えられることはあきらかである。

しかし、実際には、電子ビーム径は無限小ではなく、径方向の電流密度はガウス分布を示す。また、半導体中で励起された過剰担体は発生日点から拡散してゆき、その密度は指数関数的に低下する。そこで、試料の特性が x 方向に1次元変化している場合、電子ビーム径や、過剰担体の広がりなどのような効果をもつか考えてみる。過剰担体は x 方向に拡散する分だけ y 方向および z 方向にも拡散するが、ここでは y 方向、 z 方向の拡散効果は考えずに、単に断面積 S_0 の範囲で一定であると仮定する。したがって、 S_0 の大きさは、担体の拡散長で決まるものとする。

過剰担体の密度分布

過剰担体密度を Δp 、実効拡散長を L_e とし、 n 型半導体中で正孔が自由拡散で広がるものと仮定すると、図2.4の境界条件下で、

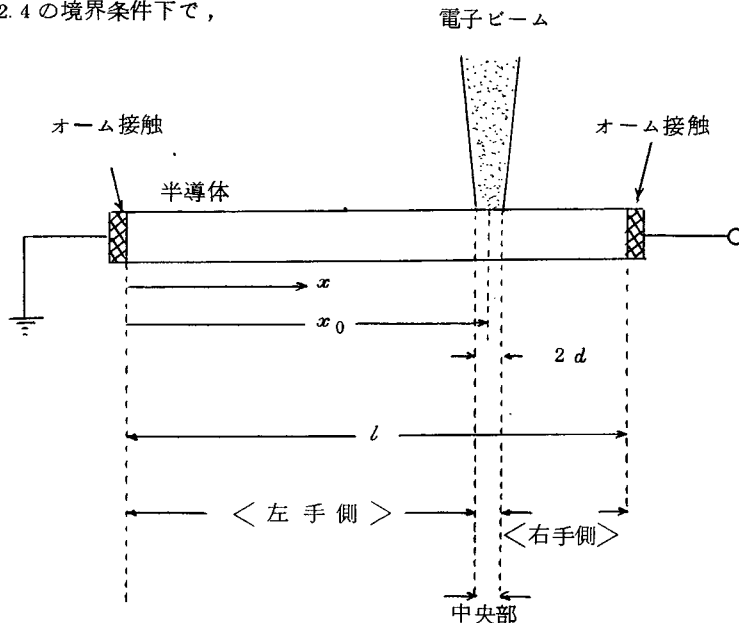


図 2.4 過剰担体の密度分布計算のための試料の構成と主要寸法

$$\frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - \frac{\Delta p}{L_e^2} = - \frac{g \tau_p}{L_e^2} \quad \begin{array}{l} g: \text{過剰担体発生率} \\ \tau_p: \text{正孔の寿命時間} \end{array} \quad (2.38)$$

電子ビーム径を $2d$ とし、径内で電流密度が一様であると仮定すると、

$$g = \begin{cases} > 0 & x_0 - d < x < x_0 + d \\ 0 & 0 \leq x \leq x_0 - d, \quad x_0 + d \leq x \leq l \end{cases} \quad (2.39)$$

また、毎秒あたりの発生担体数は入射電子ビームの電子数に比例するから、

$$S_0 2d g = \frac{r I_B}{e} \quad r: \text{比例係数} \quad (2.42a)$$

実効拡散長は電子ビーム径に比較して十分長い ($L_e \gg d$) として電子ビーム径を無視すると、

$$\Delta p = \frac{r I_B L_e^2}{S_0 \mu_p k T L_e} \times \begin{cases} \frac{\sinh\{(l-x_0)/L_e\}}{\sinh(l/L_e)} \sinh\left(\frac{x}{L_e}\right) & (0 \leq x \leq x_0) \quad (2.44a) \\ \frac{\sinh(x_0/L_e)}{\sinh(l/L_e)} \sinh\left(\frac{l-x}{L_e}\right) & (x_0 \leq x \leq l) \quad (2.44b) \end{cases}$$

電子ビームの径方向電流密度分布の効果 (∂V)

抵抗率一定な直方体抵抗体を例にとる。式 (2.15) の ∂V の項に戻って考えると、

$$\partial V = - \frac{r}{r + R_t} \frac{1}{S_s} \int_0^l I_B \rho_0 dx \quad (2.50)$$

電子ビームが試料面上でガウス型の電流密度分布を示すとすれば、

$$j_B = I_{B0} \sqrt{\frac{1}{\pi}} \frac{1}{\omega} \exp \left\{ - \frac{(x-x_0)^2}{\omega^2} \right\} \quad (2.51)$$

I_{B0} : 単位幅あたりの電流値、 ω は j_B がビーム中心軸上の値の $1/e$ になる点で、ガウス分布の場合の半径を決める。

電子ビーム径 $2d$ で電流密度が一様な場合は、単位幅の照射面を考えれば、

$$j_B = \begin{cases} \frac{I_{B0}}{2d} & x_0 - d < x < x_0 + d \\ 0 & x \leq x_0 - d, \quad x_0 + d \leq x \end{cases} \quad (2.57)$$

このような場合、 ∂V は次式で与えられる。

$$\partial V = - \frac{r}{r + R_t} R_t I_{B0} [F_\omega(x_0) \text{ or } F_d(x_0)] \quad (2.58)$$

$F_\omega(x_0)$ と $F_d(x_0)$ はそれぞれ図 2.6 に示す変化を意味する。理想的には点線に一致すればよい。

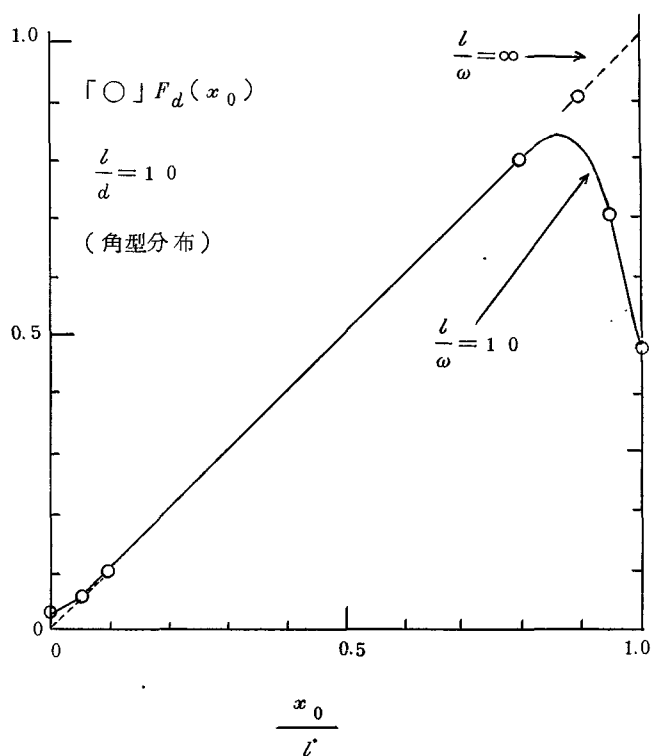


図 2.6 抵抗降下におけ電子ビーム径内の電流密度分布の効果
ガウス分布で抵抗率一様な抵抗体の場合 ○印は角型分布の場合

過剰担体密度分布の効果 ($\Delta V, \delta V$)

抵抗率が図 2.1 1 に示すように段階的に変わる場合を考える。

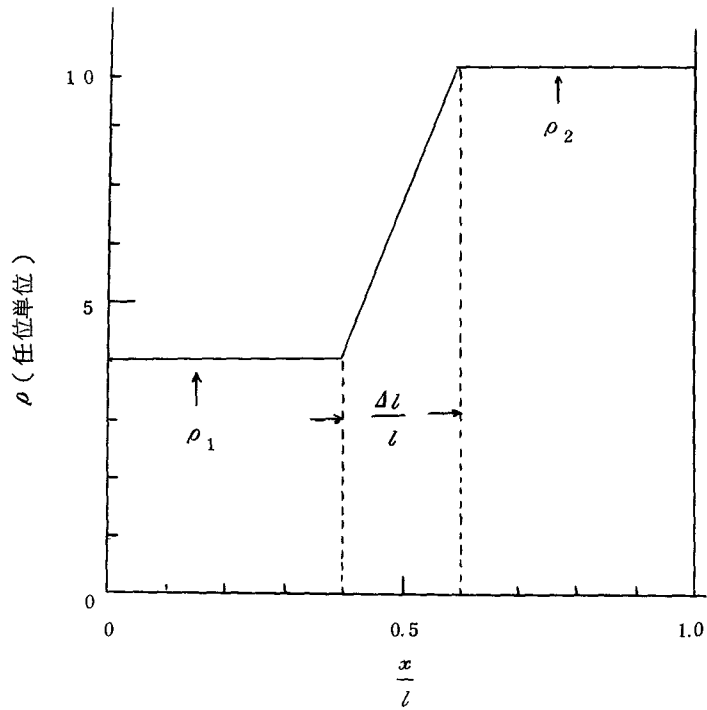


図 2.1 1 抵抗率分布 (c)

$$\frac{d\rho}{dx} = \begin{cases} 0 & 0 \leq x \leq \frac{l}{2} - \frac{\Delta l}{2} \\ \frac{(\rho_2 - \rho_1)}{\Delta l} & \frac{l}{2} - \frac{\Delta l}{2} < x < \frac{l}{2} + \frac{\Delta l}{2} \\ 0 & \frac{l}{2} + \frac{\Delta l}{2} \leq x \leq l \end{cases} \quad (2.68)$$

発生電圧は次式で与えられ，関数 $F_d(x_0)$ は図 2.1 2 に示されている。

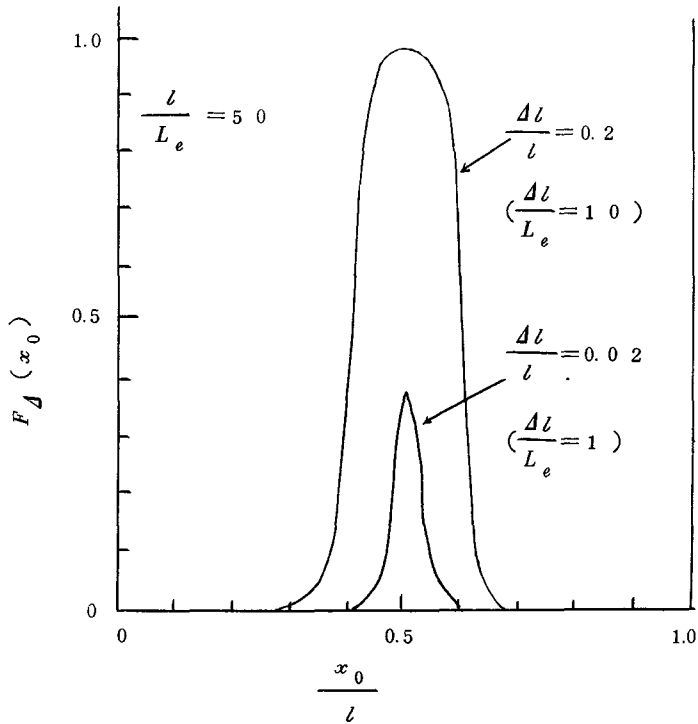


図 2.1 2 抵抗率分布(c)の場合の発生電圧の変化

$$\Delta V = \frac{r}{r + R_t} \frac{2}{S_s} r I_B L_p^2 \frac{(\rho_2 - \rho_1)}{\Delta l} [F_d(x_0)] \quad (2.69)$$

$\Delta l / L_e$ が小さい場合は，担体の電圧発生に寄与する分が少なくなるから ΔV は小さくなる。

L_e が大きいと境界部分の立ち上がりの Sharpness は失なわれる。

β 一導信号の場合も，発生電圧の場合と類似であるが，図 2.1 3 の電界強度分布で $E_1=0$ とすると図 2.1 1 で Δl の範囲で $\frac{d\rho}{dx} = \text{const.}$ である場合に似ている。

$$\delta V = - \frac{r R_t}{r + R_t} \frac{1}{V_s} (1+b) \frac{r I_B L_p^2}{(kT/e)} E_2^2 \{ F_A(x_0) \} \quad (2.74)$$

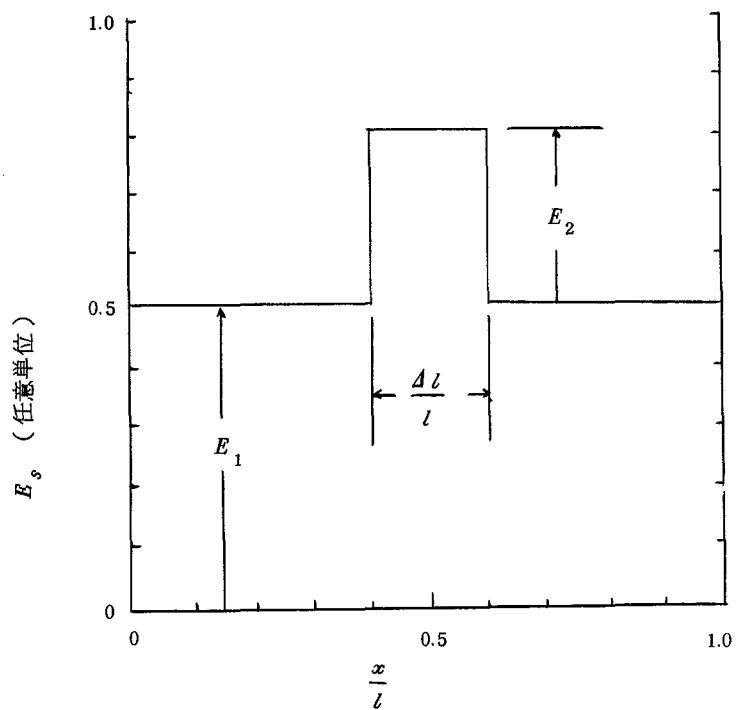
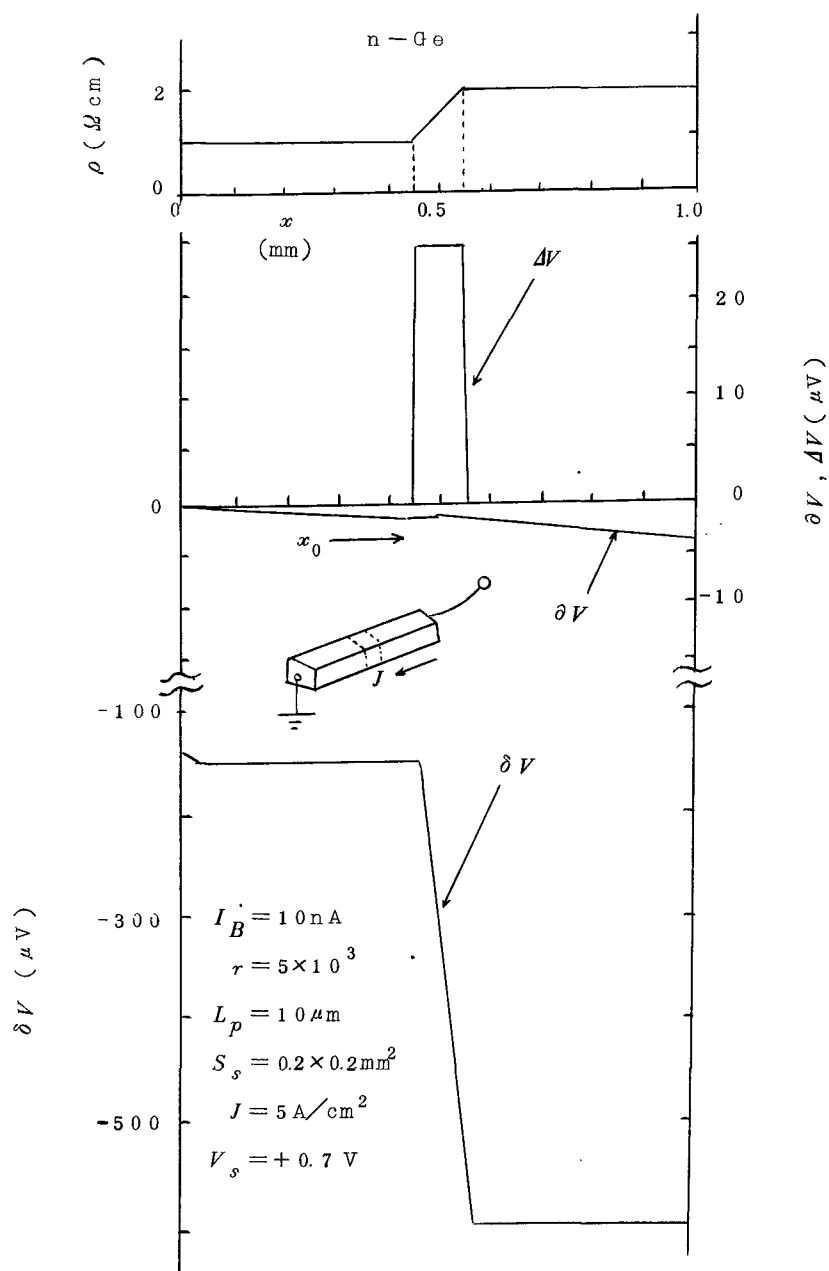


図 2.13 電 界 分 布

端子電圧変化例

附図 1 に端子電圧の変化例を示す。 $\frac{d\rho}{dx} = 100 \Omega$ ，加速電圧 20 KV，試料の全抵抗 350 Ω の場合である。 $L_p = 10 \mu\text{m}$ としてあるが，たとえば， $L_p \rightarrow 30 \mu\text{m}$ とすると， ΔV は 9 倍に上昇する。



附図 1 試料抵抗率変化と端子電圧の変化

3 測定原理および測定誤差の解析

∂V を用いた抵抗測定

抵抗降下電圧と吸収電流から、試料左端と電子ビーム照射点間の抵抗は

$$X_{1m} = - \frac{\partial V}{I_B} \quad (3.1)$$

で求められる。抵抗率一様の直方体試料の場合を例にとれば、電子ビームの径方向電流密度がガウス分布か角型かで多少の相違があるが、相対誤差は次式で与えられる。

$$\frac{\Delta X_1}{X_1} = \frac{(1/2\sqrt{\pi}) \{ \exp \{ -(x_0/\omega)^2 \} - \exp \{ -(l-x_0)^2/\omega^2 \} \}}{(x_0/\omega) \{ \operatorname{erf} \{ \sqrt{2}(l-x_0)/\omega \} + \operatorname{erf} \{ -\sqrt{2}x_0/\omega \} \}} \quad (3.3)$$

$$\frac{\Delta X_1}{X_1} = \begin{cases} \frac{1}{2} \frac{d-x_0}{x_0} & 0 \leq x_0 \leq d \\ 0 & d \leq x_0 \leq l-d \\ \frac{1}{2} \frac{(l-x_0-d)}{x_0} & l-d \leq x_0 \leq l \end{cases} \quad (3.4)$$

図3.1に上式の変化例を示す。誤差が大きい範囲では、ガウス分布も角型分布も大差がないが、誤差が小さい場合(～1%)は $d \rightarrow 1.7\omega$ に換算される。

ΔV を用いた抵抗率分布の測定

ΔV の変化は $\frac{d\rho}{dx}$ のみによるとすれば、

$$\rho(\Delta V) = \int_0^{x_0} \left(\frac{d\rho}{dx} \right) dx_0 = \frac{S_s}{2r I_B L_p^2} \int_0^{x_0} \Delta V dx_0 + C \quad (3.11)$$

で与えられ、 C は積分定数で、他の独立な方法で与えられねばならない。

抵抗率変化が図2.1.1に示す場合を考える。変化幅($\rho_2 - \rho_1$)の測定値を $\rho_{1,2}(\Delta V)$ として相対誤差を求めると、

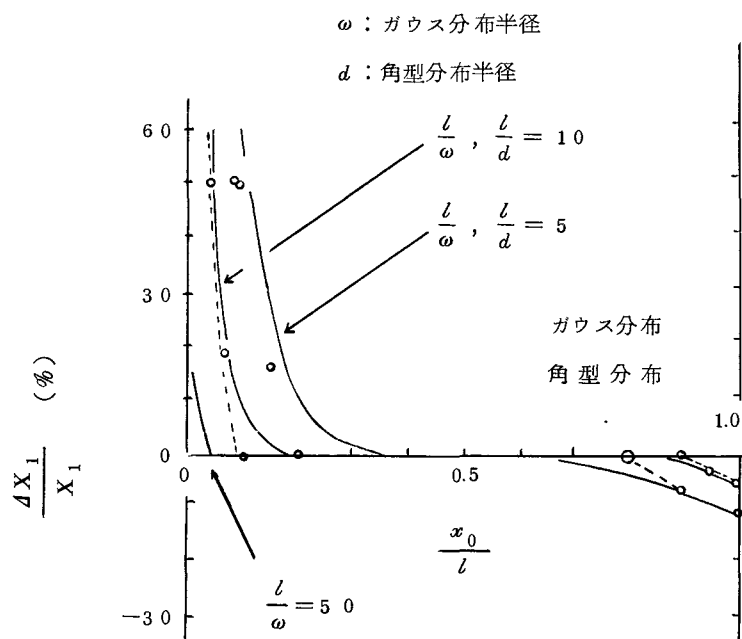


図 3.1 相 対 誤 差 (1)

吸収電流の変化を考慮した場合
(試料の抵抗率は一樣)

$$\frac{\rho_{1,2}(\Delta V)}{(\rho_2 - \rho_1)} - 1 \cong - \frac{\sinh(\Delta l / L_e) - \cosh(\Delta l / L_e) + 1}{(\Delta l / L_e)} \quad (3.25b)$$

当然のことながら，変化範囲と過剰担体の実効拡散長との比で誤差が変わる。図 3.6 に誤差の変化の様子を示す。図 3.7 には，担体分布が角型であると仮定したときの誤差変化を示す。二つの図から，指数関数型分布の 2 ～ 2.4 倍が角型分布の場合の半径に相当することがわかる。

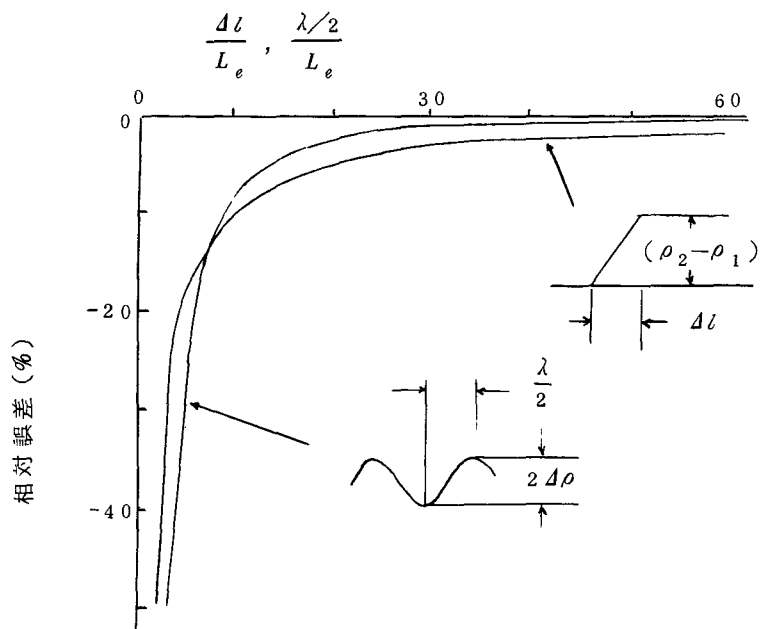


図 3.6 抵抗率分布(b), (c)の場合の抵抗率変化幅測定
の相対誤差(1) 過剰担体分布が指数関数型の場合
(図 2.1 0 および図 2.1 1 参照)

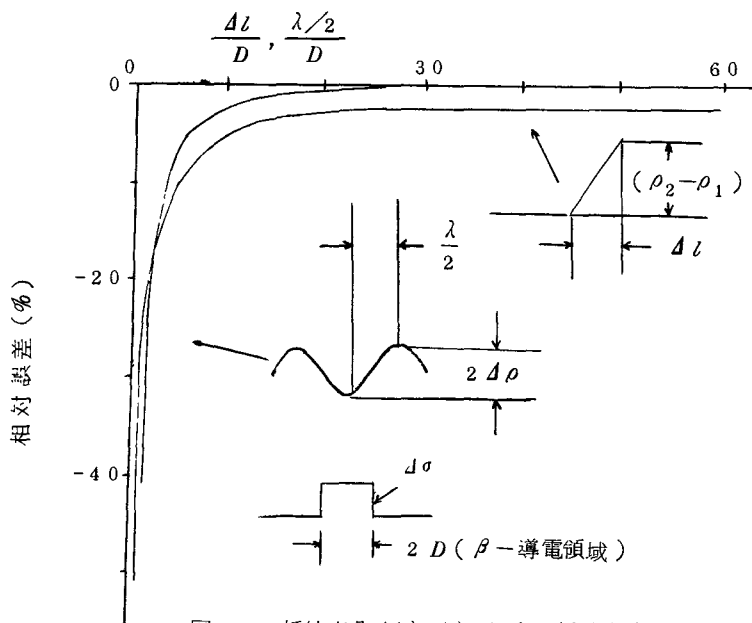


図 3.7 抵抗率分布(b), (c)の場合の抵抗率変化幅測定
の相対誤差(2) 担体分布が角型の場合
(図 2.1 0 および図 2.1 1 参照)

2点の識別としての分解能 (ΔV の利用)

過剰担体が指数関数型分布の場合は $4L_e$ (等価的な探針径) が識別すべき2点間隔に等しくても, 定性的識別は可能である。図 3.9 に計算例を示す。

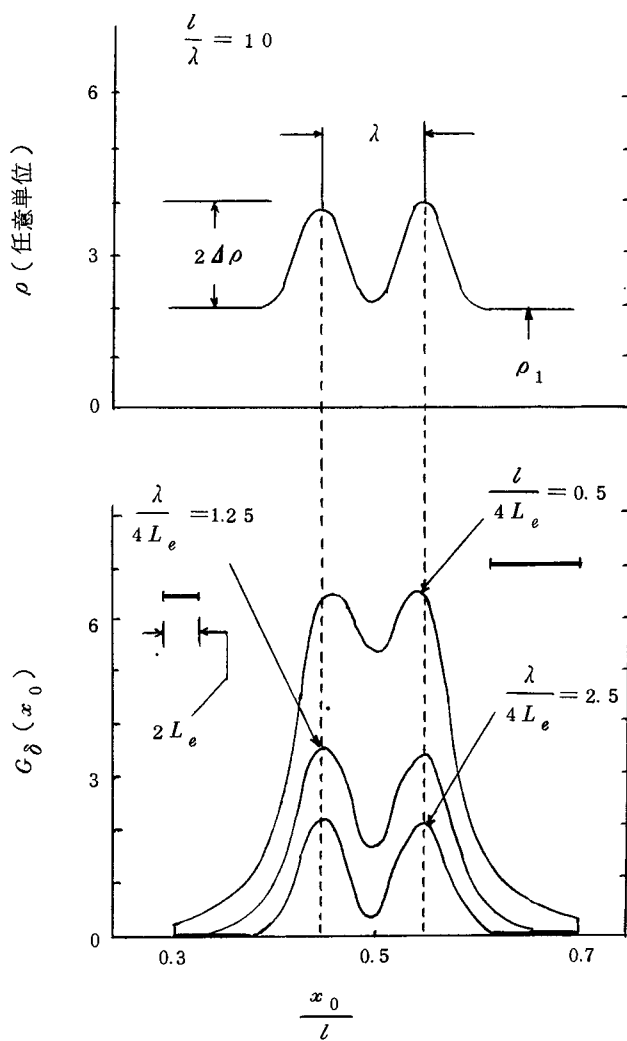


図 3.9 2点間の識別による分解能

δV を用いた電界強度分布の測定

$$E_s(\delta V) = \left\{ - \frac{V_s (kT/e)}{R_t (1+b) r I_B L_p^2} \delta V \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (3.29)$$

バイアス電流密度 J が既知なら, E_s から ρ がわかり, また, E_s の積分で電位分布が求められる。

4 実験装置および実験方法

電子ビーム系

図 4.1 に電子ビーム系の構成を示す。電子銃は通常電子顕微鏡で用いる三極電子銃を用いた。フィラメントとしては 0.1 mmφ のタングステン線で加熱電流は 1.9 ~ 2.0 A。加速用高圧電源は -5 KV ~ -30 KV まで可変である。フィラメント電源, バイアス電源, パルス電源などの安定度はいずれも $\pm 1 \times 10^{-4}$ にしてある。

パルス電子ビームとしては 1 kHz (衝撃係数 1/2) 方形波を用いた。パルス幅 500 μ s に対し立ち上がりが 20 μ s 程度であるが, 本実験では同調増幅器で信号の正弦波成分のみを用いる。

電子ビームの径には球面収差と非点収差が大きく効くが, 設計に不備な点があり, ビーム径は 3 μ mφ 程度以上であった。

電子ビームの偏向はシンクロスコープの掃引信号をそのまま用いた。電圧信号を偏向増幅器を介して電流変換し, 電磁偏向方式で電子ビームを約 0.1 rad ($\sim 5^\circ$) 偏向走査した。偏向コイルと試料面との距離は約 50 mm である。

試料は TO-5 型のトランジスタ用ステム上にとりつけて試料室に入れるのが標準的な方法である。試料台は X-Y 面上で ± 15 mm, 上下に 30 mm, 360° 回転が可能である。電気信号はハーメチックシールを介して試料室外に取り出す。

真空度は $5 \times 10^{-5} \sim 1 \times 10^{-4}$ Torr の範囲で用いるが, 試料室の後方に電離真空計を取りつけて測定する。

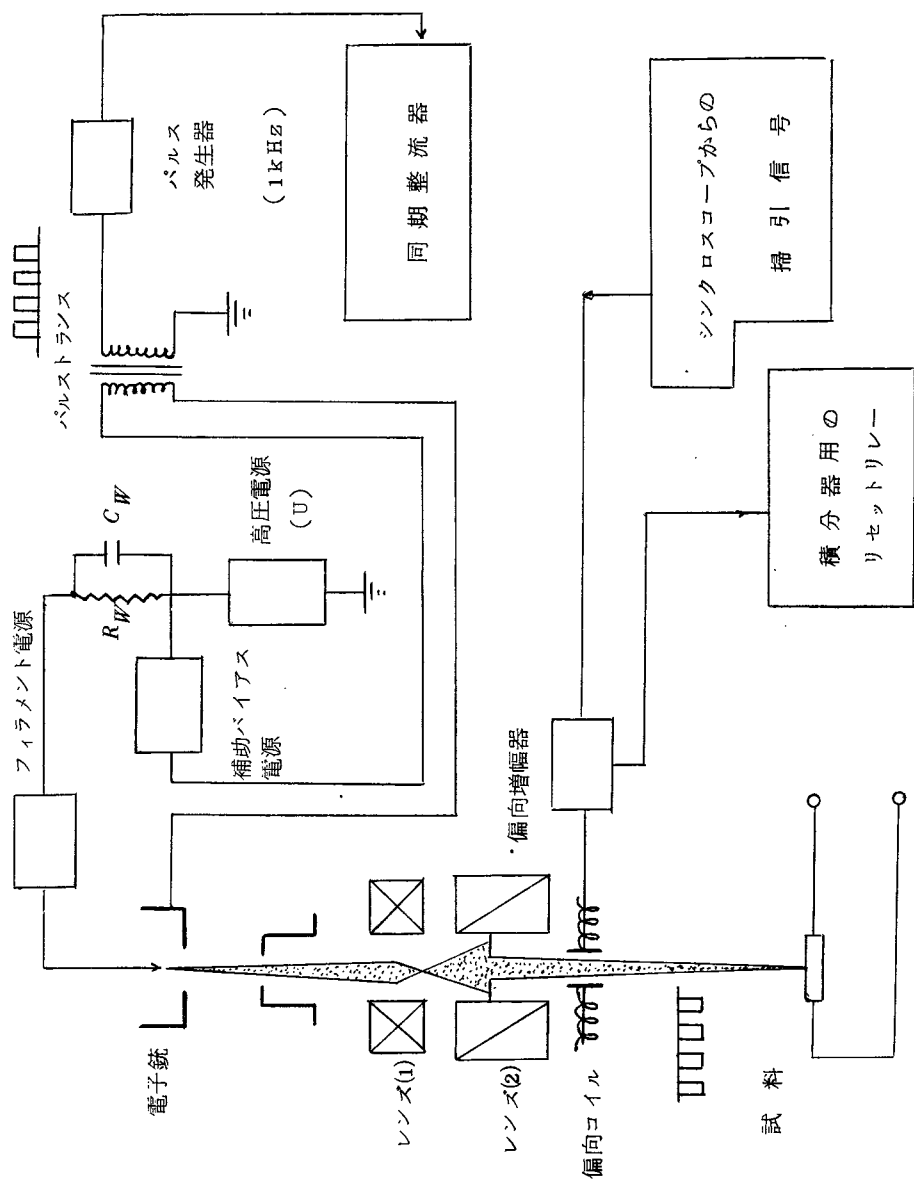


図 4.1 電子ビーム系構成図 R_W , C_W はバイアス抵抗とバイアス容量を示す

抵抗測定回路 (∂V の利用)

抵抗降下電圧 (∂V) を利用する測定方法としては、

(a) 電位差計法 (b) ブリッジ法 (c) 微分法 (d) 差分法

がある。(c), (d) は特別の場合に抵抗降下電圧を電子ビームの走査と同期して微分して抵抗の変化率を求めるものであるが、抵抗測定法として最も標準的なブリッジ法を図 4.4 に示す。

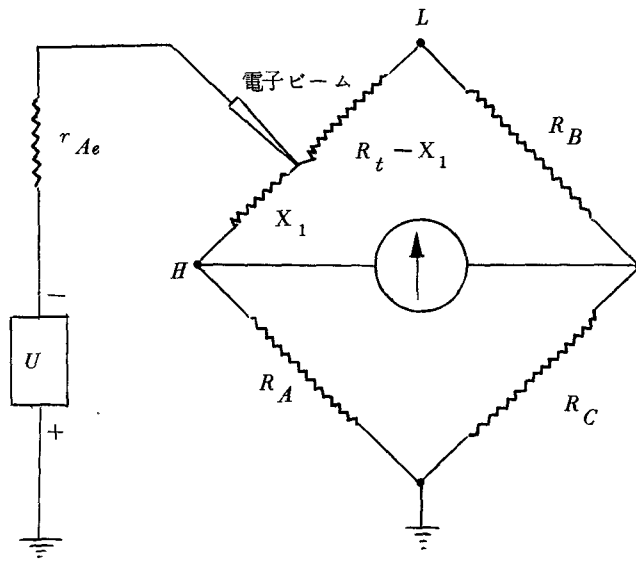


図 4.4 ブリッジ法による抵抗測定回路

H および L はブリッジの端子記号である

$$X_{1m} = \frac{R_B + R_t}{1 + R_C / R_A} \quad (4.14a)$$

測定の相対誤差を ξ で示すと、 ΔV_G を検流計の電圧感度として、

$$\xi \leq \frac{\Delta V_G}{I_B} \frac{(R_A + R_C + R_t)}{R_A R_t} \quad (R_B = 0) \quad (4.15)$$

発生電圧 (ΔV) と β -導電信号 (∂V) を利用する場合の測定回路

図 4.7 に測定回路のブロック図を示す。低雑音の前置増幅器の出力をさらに同調増幅し、これを同期整流し、必要に応じて平方根をとり、さらに積分する。

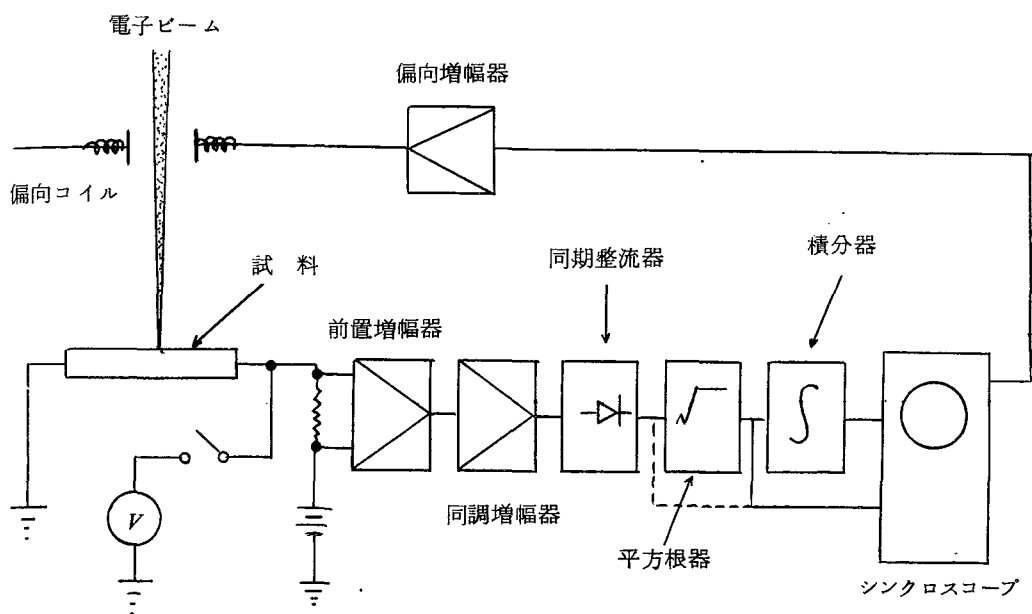


図 4.7 起電力効果による発生電圧を用いた抵抗率分布測定回路と
 β -導電による端子電圧変化を利用した電界強度分布測定
回路 (V) は電圧計を示す。

金属探針による測定回路

図 4.8 に金属探針による測定回路を示す。半導体の抵抗率の測定としては 4 探針法や，P C B 法があるが，前者は分解能的に難点があり，後者は測定値が妥当性を欠くことがあり採用しなかった。

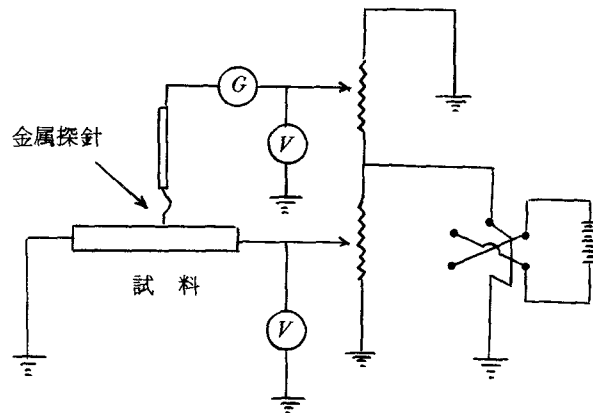


図 4.8 金属探針による測定回路

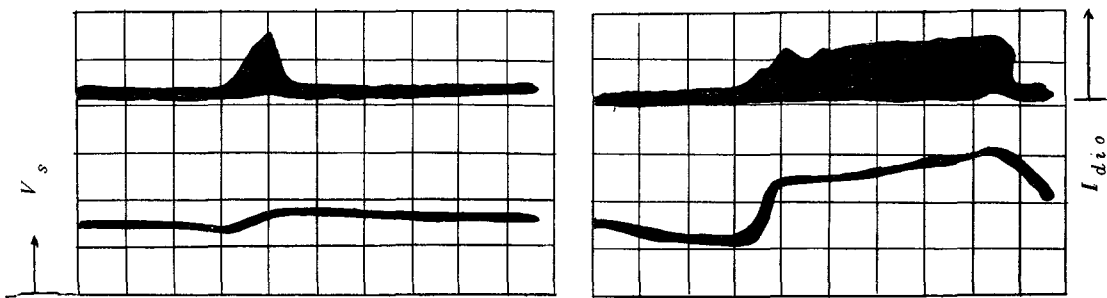
ⓧは電圧計，ⓐは検流計を示し，
検流計は nA を検知できる

5 実験結果

各種誤差原因

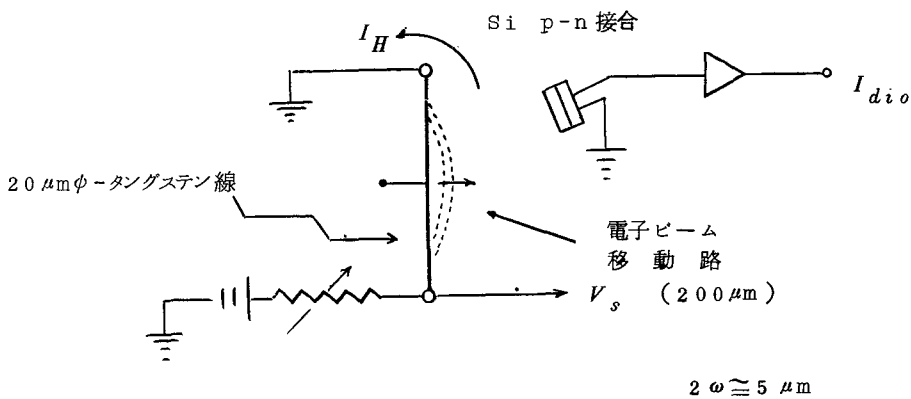
熱起電力による誤差：電子ビーム照射による加熱で熱起電力が発生する。直流的な起電力であるから，パルスビームを使って信号電圧と区別ができる。

ビーム加熱効果：ビーム加熱が強力になると熱起電力に止まることなく試料の特性を変えてしまうが，試料が微小でビーム電流が μA の桁である場合に生じる。図 5.5 に， $20\ \mu\text{m}\phi$ のタングステン線の場合の加熱例を示す。



0.1 s/div.
50 mV/div.

1 s/div.
50 mV/div.



$$I_H = 1.5 \text{ mA}$$

$$I_B = 0.5 \mu\text{A}$$

$$U = 20 \text{ kV}$$

図 5.5 電子ビーム照射によって細いタングステン線が熱膨張し、同時に抵抗が上昇することを示す実験例

2 次電子の効果：抵抗 X_1 (5.2 Ω) と X_2 (987.8 Ω) を直列に接続し，2 個の電流受板を有する模擬抵抗を作り X_1 を測定したとき，電子ビーム照射点（電流受板）の材質が Cu と Be の場合の測定誤差を図 5.7 に示す。時間とともに誤差が変化しているのは汚染による炭化物系薄膜の生成による。

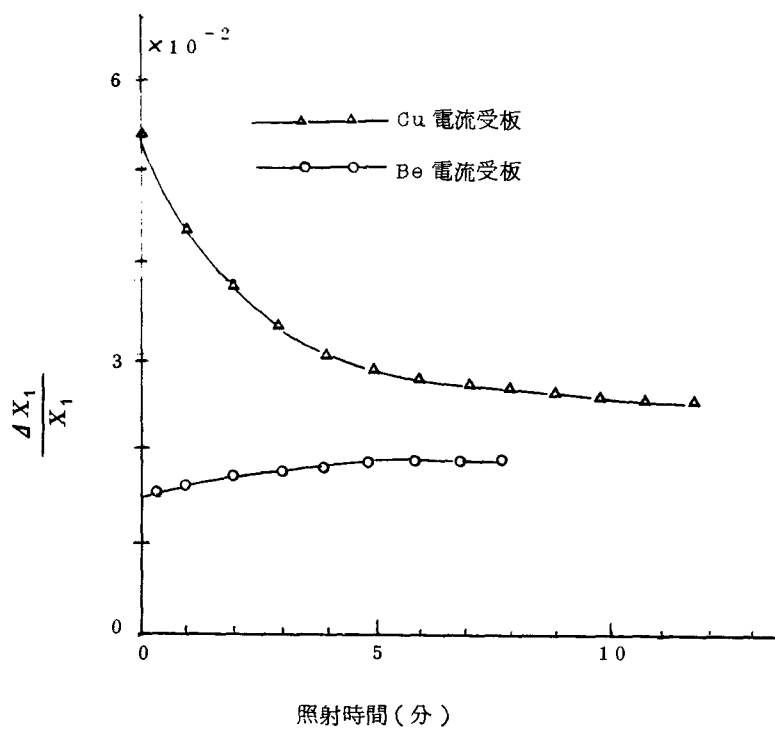


図 5.7 電流受板の材質による測定誤差とその時間変化

正イオン電流の効果：図 5.8 に，試料近くに電極をおき 2 次電子を吸引するようにした場合の測定誤差を示す。誤差符号が逆転しているのは正イオン電流のためである。

発生電圧による誤差：抵抗降下電圧より発生電圧の方が大きいと，抵抗降下電圧の利用が不可能になるが，半導体表面を砂を粗くした場合の測定例を図 5.9 に示す。

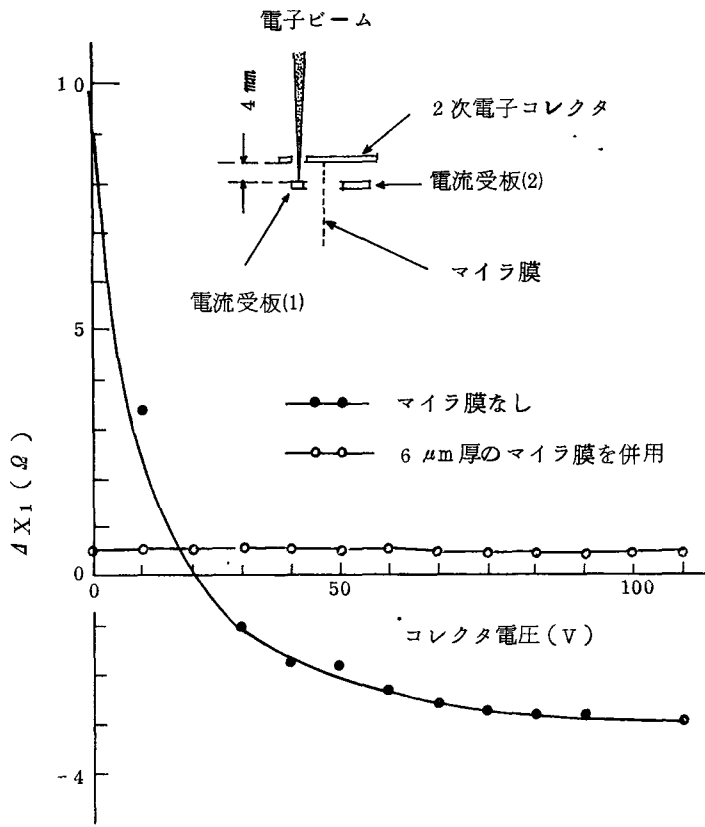
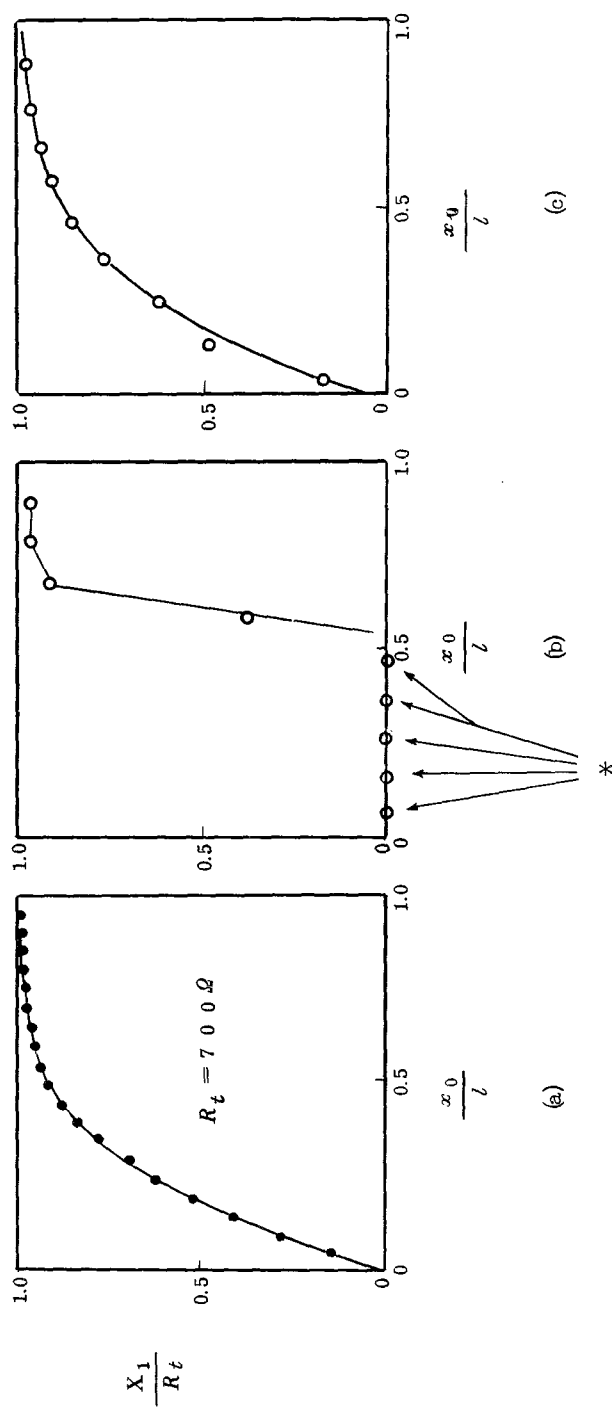


図 5.8 2 次電子コレクタの効果と X 線効果の検討
(図 5.6 参照)



* R_c が零のとき不平衡電圧は小さくなるが、ブリッジは平衡点には達しない

図 5.9 p-Ge 試料の抵抗分布測定結果 $U = 5 \text{ kV}$ $I_B = 1 \mu\text{A}$

(a) 金属探針 (b) 電子ビーム (試料表面は化学エッチしてある)

(c) 電子ビーム (試料表面は砂で粗くしてある)

抵抗測定例

図 5.1 1 にガラス線にアクアダックを塗布した場合の測定例を示す。ガラス線の太さは $50\text{ }\mu\text{m}\phi$, 加速電圧 5 kV , $I_B \cong 0.2\text{ }\mu\text{A}$, $2\omega = 0.2\text{ mm}$ ($3.4\omega \rightarrow 0.34\text{ mm}$) 全長 10 mm , 全抵抗 $R_t = 13.8\text{ k}\Omega$ 。

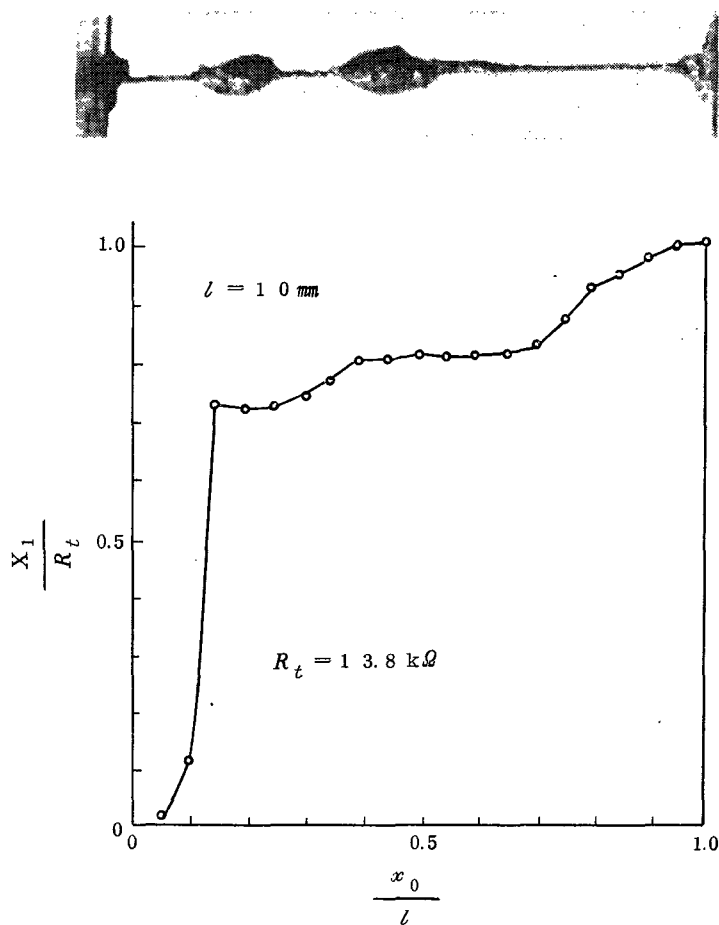


図 5.1 1 アクアダック抵抗体の抵抗測定

発生電圧による抵抗率分布測定例

図 5.1 6 に長い G_0 試料の場合の測定例を示す。試料は厚さ 0.5 mm , 幅 1 mm , 長さ 9.8 mm , 全抵抗 $5\text{ k}\Omega$ 。電子ビーム径は約 $15\text{ }\mu\text{m}$, $L_p \cong 120\text{ }\mu\text{m}$ 。

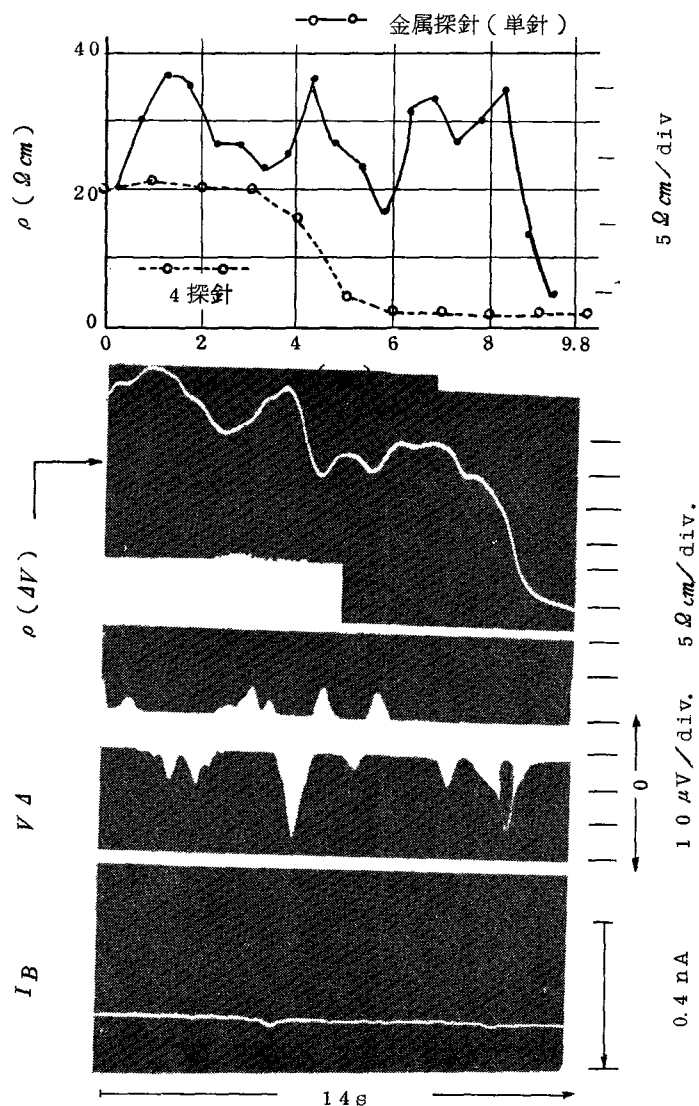


図 5.16 長いGe 試料の抵抗率分布 $U = 20 \text{ kV}$

$\rho (\Delta V)$: ΔV の積分結果

ΔV : 発生電圧

I_B : 吸収電流

β -導電信号による抵抗率分布測定例

図 5.19 に測定例を示す。 $I_B = 1 \text{ nA}$, 加速電圧 20 kV , ビーム径約 $10 \text{ }\mu\text{m}$ 。 $V_s = 0.5 \text{ V}$ で δV を測定。

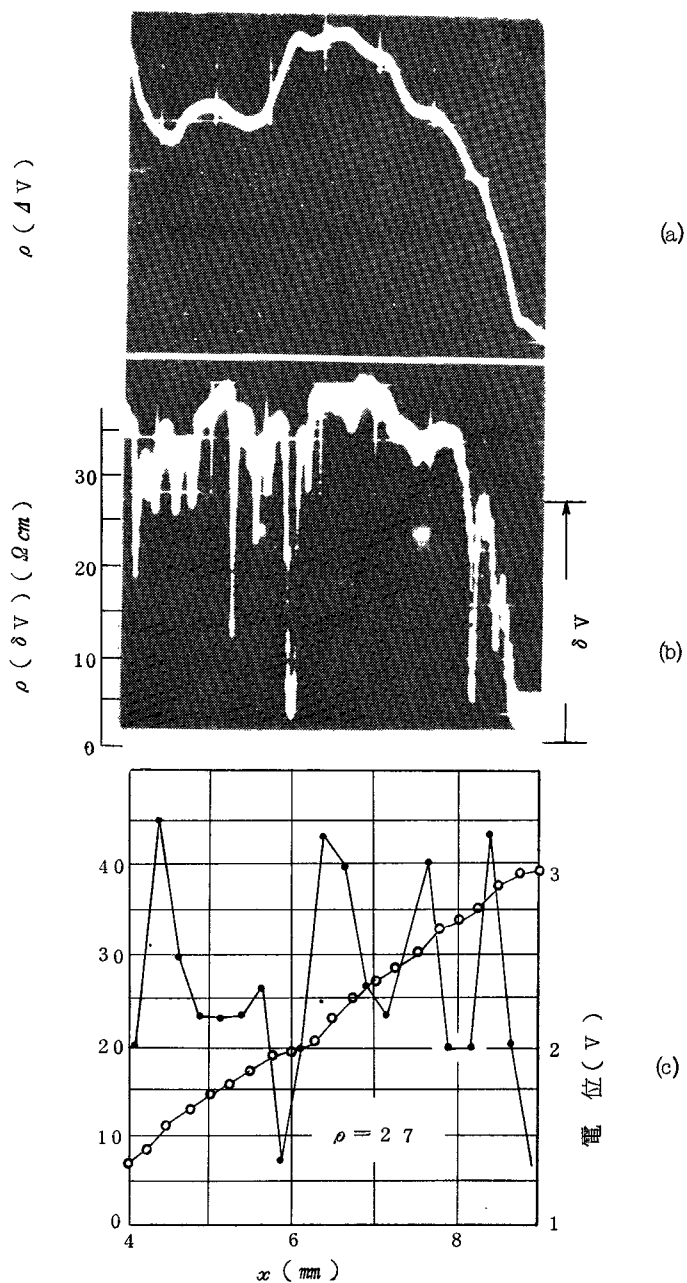


図 5.19 長いGe試料の抵抗率分布
 (a) 電子起電力効果による測定結果
 (b) β -導電効果による測定結果
 (c) 金属探針による測定結果

電位分布の測定例 (∂V の利用)

図 5.2.5 に GaAs 試料での ∂V による電位分布測定例を示す。ビーム電流は 10 pA 以下，加速電圧 20 kV，ビーム径は約 10 μm 。

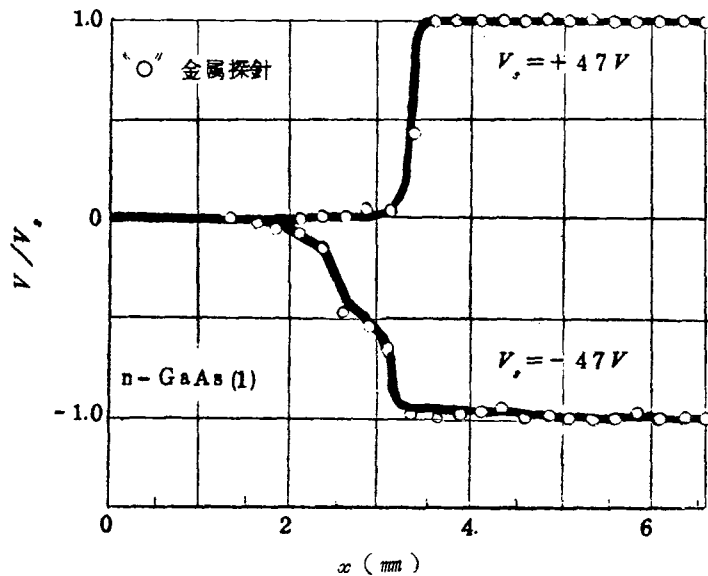


図 5.2.5 GaAs(1) の電位分布

接合の拡散電位の測定

パルスビームを用いるため，接合における交流抵抗を知ることができるが，原理的に交流抵抗が零の状態では接合の拡散電位が打消されたことに対応する。この原理を用いて p-n 接合の拡散電位を測定できるが，解析を付録 9.3 節に述べる。

6 実験結果に対する検討と考察

2 次電子 (∂V の利用時)

実験では，低抵抗の測定時に誤差が大きくなるように 2 次電子を受ける電流受板を用いたが，実際上は 10000 Ω 中から抵抗端の 5 Ω を検出することはまれであるし，2 次電子の電流密度自体低いから，試料に再入射する 2 次電子も少ない。

後方散乱電子 (∂V の利用時)

試料室壁から再入射する分は少ない ($\eta, \eta_{\text{wall}} \ll d_s$)。

応用限界（抵抗測定）

半導体の場合は発生電圧の存在が邪魔をする。検出系の感度から，

$$0.1 \lesssim X_1 < U / I_B \quad (6.6) (6.7)$$

後方散乱電子（ ΔV ， δV の利用時）

過剰担体発生に寄与する電子ビーム電流は，試料入射前のビーム電流を I_p とすると，

$$I_B^* = I_p (1 - \eta_s) \quad (6.8)$$

吸収電流として測定されるのは，

$$I_B = I_p (1 - \eta_s - \Delta_s)$$

であるから，数値校正のときは注意を要する。 η_s が場所的に変われば誤差の原因になる。

応用限界（ ΔV ， δV の利用）

内部の電界が，過剰担体の自由拡散を妨げないこと。

$$\left(\begin{array}{l} \text{外部から印加した電界} \\ \text{抵抗率勾配であらかじめ内部にある電界} \end{array} \right) < \left(\begin{array}{l} \text{過剰担体拡散にともなう} \\ \text{電界 } \frac{1}{L_p} \quad \frac{kT}{e} \end{array} \right)$$

応用範囲の拡散（ δV の応用）

電界強度分布について電界槽モデル実験を固体モデルを用いて SEM 的に観測できる。

7 結 言

電気抵抗体（半導体および金属）に電子ビームを照射したときの端子電圧の変化を 1 次元モデルを用いて解析し，半導体の場合，抵抗降下電圧，単体型電子起電力効果による発生電圧， β -導電による端子電圧の変化と 3 種類に大別されることを述べた。

これらの 3 種類の端子電圧を独立に利用して，抵抗分布，抵抗率分布，電界強度分布，電位分布などを測定する方法を述べ，測定誤差とその原因をあきらかにした。

8 謝 辞

（省 略）

9 附 録

高電界中での発生電圧と β -導電信号

ドリフト長 L_E を用いる。

$$L_E = \mu_p \tau_p E \quad (A-4)$$

電界一定の場合は，過剰担体の密度 Δp は，式 (2.3 8) に代わって

$$\frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - \frac{L_E}{L_e^2} \frac{d\Delta p}{dx} - \frac{\Delta p}{L_e^2} = - \frac{g\tau_p}{L_e^2} \quad (\text{A-5})$$

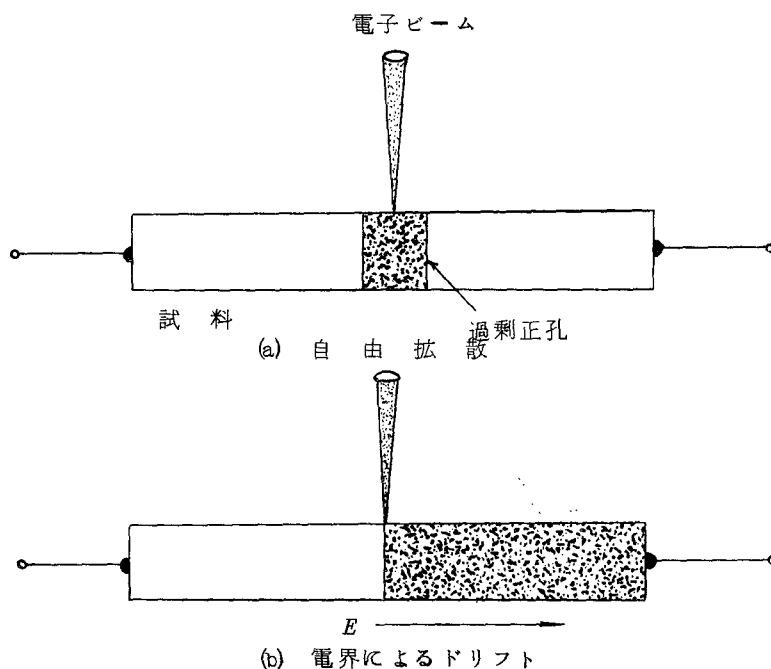
二つの拡散長が定義されて，

$$L_1 = \frac{L_e}{\sqrt{1 + \left(\frac{L_E}{2L_e}\right)^2} - \frac{L_E}{2L_e}} \quad (\text{A-8a})$$

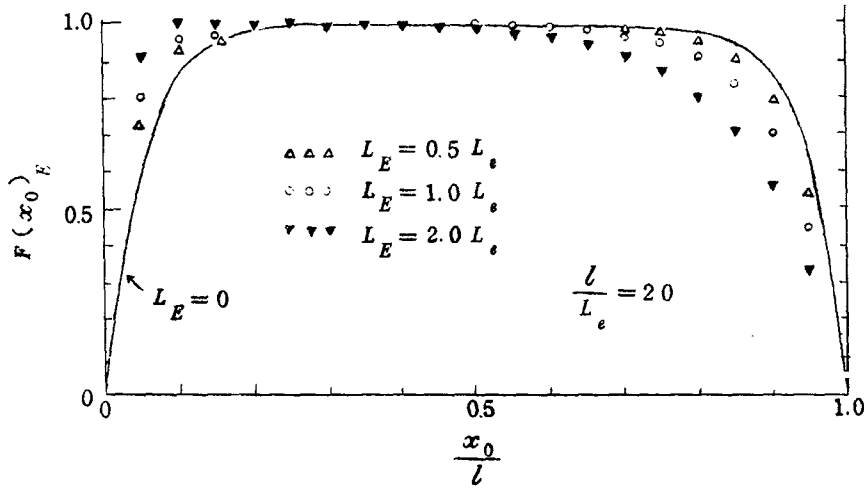
$$L_2 = \frac{L_e}{\sqrt{1 + \left(\frac{L_E}{2L_e}\right)^2} + \frac{L_E}{2L_e}} \quad (\text{A-8b})$$

附図 2 にこの模様を示す。

附図 5 に β -導電信号の印加電界依存性を示す。 L_E の伸長とともに，分解能は低下し，それとともに測定値も変化する。すなわち，全領域で E_s^2 に比例した信号がでるとは限らない。



附図 2 過剰正孔の自由拡散 (a) と電界によるドリフト (b)



附図5 β -導電信号の電界依存性 附図3の場合に比べて
 L_e が半分になっている

パルス電子ビーム周波数依存性

過剰担体密度 Δp を直流分と交流分に分けて

$$\Delta p = \Delta p_0 + \Delta p_t \exp(j\omega t) \quad (\text{A-27})$$

とし、これを励起するための電子ビームを次式で与えておく。

$$i_B = i_0 \{ 1 + \exp(j\omega t + j\varphi) \} \quad (\text{A-25})$$

$$g = g_0 \{ 1 + \exp(j\omega t + j\varphi) \} \quad (\text{A-26b})$$

であるから、交流分について、

$$\frac{d^2 \Delta p_t}{dx^2} - \frac{L_e}{L_e^2} \frac{d \Delta p_t}{dx} - \frac{(1 + j\omega \tau_p)}{L_e^2} \Delta p_t = -g_0 \tau_p \frac{\exp(j\varphi)}{L_e^2} \quad (\text{A-30})$$

これを整理し直すと

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 \Delta p_t}{dx^2} - \left(\frac{L_e}{1 + j\omega \tau_p} \right) \frac{1}{\left(\frac{L_e}{\sqrt{1 + j\omega \tau_p}} \right)^2} \frac{d \Delta p_t}{dx} - \frac{\Delta p_t}{\left(\frac{L_e}{\sqrt{1 + j\omega \tau_p}} \right)^2} \\ & = - \frac{g_0 \tau_p \exp(j\varphi)}{(1 + j\omega \tau_p) \left(\frac{L_e}{\sqrt{1 + j\omega \tau_p}} \right)^2} \end{aligned} \quad (\text{A-31})$$

この式は，式（A-5）と比較すると形式的にまったく同じであることがわかる。すなわち

$$L_E \rightarrow \frac{L_E}{1+j\omega\tau_p} = \frac{L_E}{1+(\omega\tau_p)^2} (1-j\omega\tau_p) \quad (\text{A-32})$$

$$L_e \rightarrow \frac{L_e}{\sqrt{1+j\omega\tau_p}} = \frac{L_e}{\sqrt{2}\sqrt{1+(\omega\tau_p)^2}} \{ \sqrt{\sqrt{1+(\omega\tau_p)^2}+1} - j\sqrt{\sqrt{1+(\omega\tau_p)^2}-1} \} \quad (\text{A-33})$$

$$g \rightarrow g_0 \frac{\exp(j\varphi)}{1+j\omega\tau_p} = \frac{g_0}{\sqrt{1+(\omega\tau_p)^2}} \exp \{ j(\varphi - \tan^{-1}\omega\tau_p) \} \quad (\text{A-34})$$

なる置換で，式（A-5）の解が利用できる。

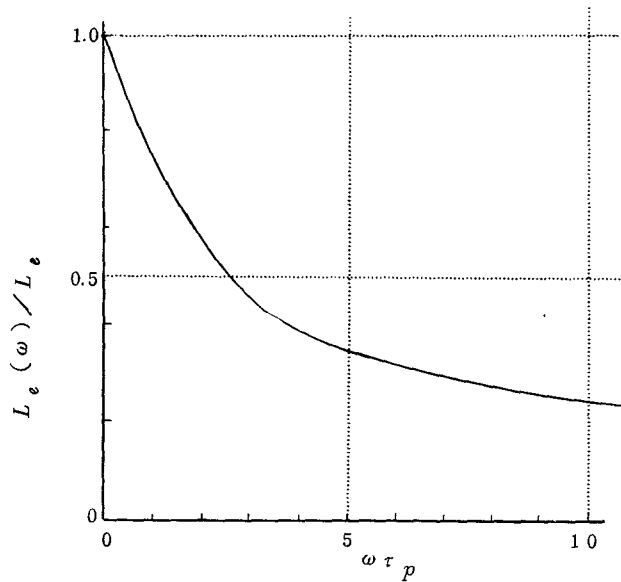
拡散やドリフトを無視すると簡単にわかるように

$$\Delta p_t \propto \frac{g_0\tau_p}{\sqrt{1+(\omega\tau_p)^2}} \exp \{ j(\varphi - \tan^{-1}\omega\tau_p) \} \quad (\text{A-35})$$

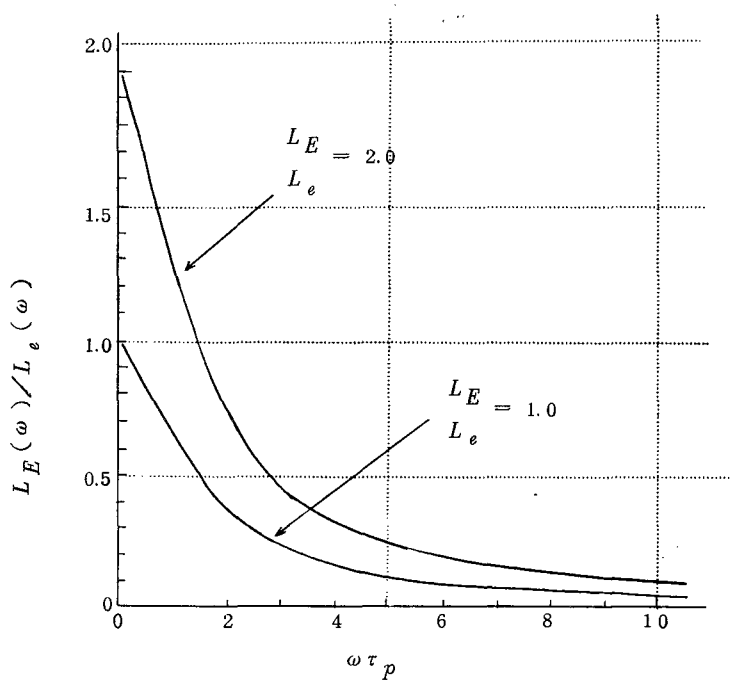
Δp_t は交流分振幅であり，式（A-27）との比較から上式の位相項は零となるべきで，

$$\varphi = \tan^{-1}\omega\tau_p \quad (\text{A-36})$$

分解能は拡散長に依存するが附図7に L_e の ω 依存度を示す。また $\frac{L_E(\omega)}{L_e(\omega)}$ の比はやはり分解能に影響するが，この比は附図8に示すようになる。



附図7 実効拡散長の電子ビーム角周波数と少数担体寿命への依存度



附図8 拡散長とドリフト長の比の電子ビーム角周波数と少数担体寿命への依存度

$\tau_p = 10 \mu s$, 1 kHz とすると $\omega \tau_p \cong 6.3 \times 10^{-2}$ であるが , 100 kHz とすると $\omega \tau_p \cong 6.3$ となり , $L_e(\omega)$ は $0.3 L_e$ となる。 L_E/L_e が 2 でも $L_E(\omega)/L_e(\omega)$ は 0.2 以下となり , L_E の効果は無視できるようになる。

式 (A-35) で , $\omega \tau_p$ が大きいと信号はしだいに減少することがわかるが , 1 MHz とすると , $\tau_p = 10 \mu s$ として信号は始めの $1/6.35$ になる。この状態では , 抵抗降下電圧が優勢になってくる。

審 査 結 果 の 要 旨

最近，ＩＣやＬＳＩなどの開発に伴って，その基板となるべき半導体ウエーハの電気的特性が場所的に一様であることが要求されてきている。この電気的特性の一様性を測定するために，従来は金属探針法が用いられてきたが，対象とする寸法が μm 程度を問題とするときにはこの方法は有効でない。一方走査型電子顕微鏡の場合には，電子ビームを探針として用いているが，これは二次電子や反射電子を信号としているものが多く，試料上の電圧分布の測定を主目的としている。本研究は，試料の抵抗率分布の測定を主眼として，新しい電子ビーム探針による測定法を提案したもので，試料に注入された電子流のふるまいを，試料の両端につけた抵抗性の２端子から電圧の信号として取り出し，これを解析して試料の電気的特性を知る方法を確立した研究である。この論文はその成果をとりまとめたもので全９章よりなる。

第１章は緒言で，金属探針，光ビーム探針および走査型電子顕微鏡による研究の現状と本研究の目的について述べている。

第２章では，電子ビームを探針として半導体に照射したときに半導体の両端子から取り出される電圧信号を，抵抗降下電圧，発生電圧と ρ -導電信号電圧の３電圧に分け，そのおのおのが，試料の電気的特性の中で異なった意味をもつ特性，すなわち，抵抗分布，抵抗率分布と電界強度分布とにそれぞれ対応していることを解析によって明らかにしている。これは本研究の骨子であって，特に電界強度分布が二次元にわたって直接測定出来ることを明確にしたことは，注目すべき成果の一つである。

第３章では，第２章で述べた３つの信号電圧に生ずる誤差について論じ，位置分解能を明らかにしている。

第４章では，実験装置について述べている。電子ビームをパルス変調することにより，試料の熱的負荷の軽減をはかり，また，同期整流増幅方式を併用して， S/N の向上と熱起電力による誤差の減少を達成し測定精度の向上に成功している。

第５章では，実験的に各種の誤差について論じている。

第６章では，誤差の検討から，この測定方法の応用限界を与えている。

第７章および第８章は，結言ならびに謝辞である。

第９章は附録であって，高電界状態での両端子間電圧信号について検討を加え，ドリフト効果を明らかにし，さらに，電子ビームのパルス変調周波数を増すと位置分解能が向上することを指摘している。

以上，本研究は，電子ビーム探針による半導体の電気的特性の分布測定に関し，新しい方法を提案し，解析および実験によって，その基本的性質を明らかにし，その有用性を示したもので，電子工学上寄与するところが少なくない。

よって，本論文は工学博士の学位論文として合格と認める。